

与温度有关的核子光学势及平均自由程

韩银录 吴锡真 卓益忠

(中国原子能科学研究院, 北京)

摘 要

本文运用有效的 Skyrme 相互作用在核物质和有限核中研究了核子在各种温度时的光学势及平均自由程。虽然由于零程 Skyrme 相互作用的局限性和 Skyrme 相互作用及核密度与核温度无关的假定, 但计算结果在核温度 $T \leq 8$ MeV, 能量从 -30 到 60 MeV 范围内还是合理的。

一、引 言

在核物理中用核子-核的光学势或者核子的平均自由程来描述核子的吸收, 并且讨论它们在各种核温度下的性质是一个很有意义的课题。在重离子反应中, 核子的平均自由程是一个重要的物理量。

从多体理论的观点来看光学势可以等价于单粒子的格林函数的质量算符^[1]。因而利用多体理论技术根据核子-核子的相互作用可得到光学势, 由于严格计算质量算符需要自洽地解多体问题, 目前这是不可能的, 所以在计算中必须采取一定的近似。

在绝对零度情况下, 利用核物质近似和有效的 Skyrme 相互作用得到的光学势^[2]已经取得了很大成功, 特别是用扩展的 Skyrme 力参数 GS2^[3] 和 Ska^[4] 得到的结果较好。我们在文献[5]中研究了在不同的温度下的核子光学势与平均自由程, 取得了很有意义的结果。在[5]中没有考虑关联图的贡献, 因而光学势的虚部只适应于远离费米能的正能区。在我们这个工作中考虑了全部二级图的贡献, 所以适用的能区范围较广, 包括了负能区。与[5]一样我们也假定有效 Skyrme 相互作用和核密度与核温度无关, 计算了各种核温度下核子-核的光学势和平均自由程, 并根据计算结果给出简单的经验公式便于使用, 在这个工作中除了 GS2 和 Ska 外还采用了 SKM 共三组 Skyrme 力参数。

在第二部分描述了在各种核温度情况下用扩展的 Skyrme 力推导的光学势和平均自由程; 第三部分给出了计算结果和分析; 第四部分是结语。

二、用 Skyrme 相互作用推导的光学势和平均自由程

在 Hartree-Fock 计算中可以把 Skyrme 力看作等效 G 矩阵, 这样可以把质量算符

展开到二级项,即:

$$M(K, E) = M^{(1)}(K) + M^{(2)}(K, E). \quad (1)$$

在只有二体力的情况下,一级质量算符 $M^{(1)}$ 和二级质量算符 $M^{(2)}(K, E)$ 分别对应的费曼图如图 1(a) 和 (b) 所示.

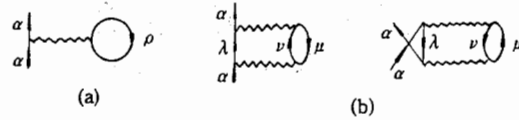


图 1

它们在零温度时的表达式分别为:

$$M_{aa}^{(1)} = \sum_{\rho} V_{\alpha\rho, \alpha\rho} n_{\rho}, \quad (2)$$

$$M_{aa}^{(2)} = \frac{1}{2} \sum_{\mu\lambda\nu} V_{\alpha\mu, \lambda\nu} \left(\frac{n_{\mu}(1-n_{\lambda})(1-n_{\nu})}{E + \varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} + i\eta} + \frac{(1-n_{\mu})n_{\lambda}n_{\nu}}{\varepsilon_{\nu} + \varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\mu} - E + i\eta} \right) V_{\lambda\nu, \alpha\mu}. \quad (3)$$

正像在参考文献[5]和[16]中所作的那样,将其推广到有限核温度下,即取:

$$n_{\rho} = [1 + \exp((\varepsilon_{\rho} - \mu)/T)]^{-1}. \quad (4)$$

在核温度 $T = 0$ 时化学势 $\mu = \varepsilon_F$. 相互作用矩阵元为:

$$V_{\alpha\mu, \lambda\nu} = \langle \alpha\mu | V | \lambda\nu \rangle_A, \quad (5)$$

A 代表反对称化, ε_{λ} , ε_{μ} 和 ε_{ν} 是 Hartree-Fock 单粒子能量.

我们用一级质量算符表示光学势的实部, 二级质量算符的虚部表示光学势的虚部, 即:

$$V_{aa}^{HF} = M_{aa}^{(1)} = \sum_{\rho} V_{\alpha\rho, \alpha\rho} n_{\rho}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} W &= I_m M_{aa}^{(2)} \\ &= -\frac{\pi}{2} \sum_{\mu\nu\lambda} V_{\alpha\mu, \lambda\nu} [n_{\mu}(1-n_{\lambda})(1-n_{\nu})\delta(E + \varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu}) \\ &\quad + (1-n_{\mu})n_{\lambda}n_{\nu}\delta(\varepsilon_{\lambda} + \varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\mu} - E)] V_{\lambda\nu, \alpha\mu}. \end{aligned} \quad (7)$$

扩展的 Skyrme 力^[8] 是一种与密度和动量有关的零程二体有效核力, 具体形式如下:

$$\begin{aligned} V_{12}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) &= t_0(1 + x_0 P_{\sigma})\delta(\mathbf{r}) + \frac{1}{6} t_3 \rho^{\alpha}(\mathbf{R})(1 + x_3 P_{\sigma})\delta(\mathbf{r}) \\ &\quad + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_{\sigma})(\mathbf{K}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r})\mathbf{K}^2) \\ &\quad + \frac{1}{2} t_4(1 + x_4 P_{\sigma})(\mathbf{K}'^2 \rho(\mathbf{R})\delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r})\rho(\mathbf{R})\mathbf{K}^2) \\ &\quad + t_2(1 + x_2 P_{\sigma})\mathbf{K}' \cdot \delta(\mathbf{r})\mathbf{K} + \\ &\quad t_5(1 + x_5 P_{\sigma})\mathbf{K}' \cdot \rho(\mathbf{R})\delta(\mathbf{r})\mathbf{K} \\ &\quad + i\omega_0(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{K}' \times \delta(\mathbf{r})\mathbf{K}, \end{aligned} \quad (8)$$

表 1 扩展的 Skyrme 力参数

	t_0 MeV·fm ³	t_1 MeV·fm ³	t_2 MeV·fm ³	t_3 MeV·fm ³	t_4 MeV·fm ³	x_0	x_1	x_2	x_3	x_4	w_0 MeV·fm ³	α	Ref.
GS1	-1268	887	-77.3	14485	-1853	0.150	0	0	1	1	105	1	3
GS2	-1177	670	-49.7	11054	-775	0.124	0	0	1	1	105	1	3
GS3	-1037	336	-7.3	5774	883	0.074	0	0	1	1	105	1	3
GS4	-1242	760	-146.2	19362	-2157	0.206	0	0	1	1	105	1	3
GS5	-1152	543	-118.6	15989	-1079	0.182	0	0	1	1	105	1	3
GS6	-1012	209	-76.3	10619	579	0.139	0	0	1	1	105	1	3
SGOI	-1089	558.8	-83.7	8272	0	0.412	0	0	0	0	130	1	7
SGOII	-2248	558.8	-83.7	11224	0	0.715	0	0	0	0	130	1/6	7
SKa	-1602.78	570.88	-67.70	8000	0	-0.02	0	0	-0.286	0	125	1/3	4
SKb	-1602.78	570.88	-67.70	8000	0	-0.165	0	0	-0.286	0	125	1/3	4
SKM	-2645	385	-120	15595	0	0.09	0	0	0	0	130	1/6	10
SGI	-1603	515.9	84.5	8000	0	-0.02	-0.5	-1.731	0.1381	0	115	1/3	11
SGII	-2645	340	-41.9	15595	0	0.09	-0.0588	1.425	0.06044	0	105	1/6	11

 $t_5(\text{MeV}\cdot\text{fm}^3) = 0$, $x_5 = 0$

(1) 的

(2)

(3)

(4)

(5)

部,

(6)

(7)

下:

(8)

其中,

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad \mathbf{R} = \frac{1}{2} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \quad (9)$$

相对动量算符:

$$\mathbf{K} = \frac{1}{2i} (\nabla_1 - \nabla_2), \text{ 作用在右边波函数} \quad (10)$$

$$\mathbf{K}' = -\frac{1}{2i} (\nabla_1 - \nabla_2), \text{ 作用在左边波函数}$$

P_σ 和 σ_i 是自旋交换算符和 Pauli 自旋矩阵. 扩展的 Skyrme 力参数如表 1 所示.

在核物质中核子的波函数用平面波表示:

$$\psi_\alpha = \frac{1}{\sqrt{Q}} e^{i\mathbf{K}_\alpha \cdot \mathbf{r}} \chi_{\sigma_\alpha} \chi_{\tau_\alpha}, \quad (11)$$

这里 χ_{σ_α} 和 χ_{τ_α} 分别表示自旋和同位旋波函数, Q 是体积.

把 Skyrme 力和波函数 ψ_α 代入矩阵元 $V_{\alpha\mu, \lambda\nu}$ 中, 就很容易得到在非对称的核物质中核子的光学势. 其中实部势为:

$$\begin{aligned} V_{\tau\alpha} = & \frac{m_{\tau\alpha}^*}{m_{\tau\alpha}} \left\{ t_0 \left[\left(1 + \frac{x_0}{2}\right) \rho - \left(x_0 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \right. \\ & + \frac{t_3}{6} \rho^\alpha \left[\left(1 + \frac{x_3}{2}\right) \rho - \left(x_3 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \\ & + \left(\frac{m_{\tau\alpha}}{m_{\tau\alpha}^*} - 1 \right) \left(\frac{M}{M + m_{\tau\alpha}} E_L - V_C \right) \\ & + \frac{1}{8\pi^2} [t_1(1 - x_1) + t_4\rho(1 - x_4) + 3t_2(1 + x_2) \\ & + 3t_5\rho(1 + x_5)] \int_0^\infty K_\lambda^4 n_{\tau\alpha}(K_\lambda) dK_\lambda \\ & + \frac{1}{4\pi^2} \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) + t_4\rho \left(1 + \frac{x_4}{2}\right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \right. \\ & \left. + t_5\rho \left(1 + \frac{x_5}{2}\right) \right] \int_0^\infty K_\lambda^4 n_{-\tau\alpha}(K_\lambda) dK_\lambda, \end{aligned} \quad (12)$$

有效质量为:

$$\begin{aligned} \frac{m_{\tau\alpha}^*}{m_{\tau\alpha}} = & \left\{ 1 + \frac{m_{\tau\alpha}}{2\hbar^2} \left\{ t_1 \left[\left(1 + \frac{x_1}{2}\right) \rho - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \right. \right. \\ & + \rho t_4 \left[\left(1 + \frac{x_4}{2}\right) \rho - \left(x_4 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] + t_2 \left[\left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \rho \right. \\ & \left. \left. + \left(x_2 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] + t_5\rho \left[\left(1 + \frac{x_5}{2}\right) \rho + \left(x_5 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (13)$$

$m_{\tau\alpha}$ 和 M 分别为入射核子的质量和靶核的质量, E_L 为实验室能量, V_C 是库仑势, μ , ρ 和 K_F 分别表示化学势, 核物质的总密度和费米动量, 并有如下关系:

$$\rho = \frac{2}{\pi^2} \int_0^\infty K_\lambda^3 dK_\lambda [\exp[(\epsilon_\lambda - \mu)/T] + 1]^{-1}, \quad (14)$$

表

光

其

τ_a 表示中子和质子:

$$\rho_{\tau_a} + \rho_{-\tau_a} = \rho_n + \rho_p = \rho, \quad (15)$$

$$\rho_{\tau_a} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty K_\lambda^2 dK_\lambda [\exp[(\varepsilon_\lambda - \mu_{\tau_a})/T] + 1]^{-1}. \quad (16)$$

光学势的虚部为:

$$W_{\tau_a} = -\frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{i=1}^7 W_i, \quad (17)$$

其中,

$$\begin{aligned} W_1 = 2 & \left[(1 + x_0 + x_0^2) t_0^2 + \frac{1}{6} (2 + x_0 + x_3 + 2 x_0 x_3) t_0 t_3 \rho^\alpha \right. \\ & \left. + \frac{1}{36} (1 + x_3 + x_3^2) t_3^2 \rho^{2\alpha} \right] [I_1(\tau_a) + I_1(\tau_a, -\tau_a)] \\ & - \left[(1 + 4 x_0 + x_0^2) t_0^2 + \frac{1}{3} (1 + 2 x_0 + 2 x_3 + x_0 x_3) t_0 t_3 \rho^\alpha \right. \\ & \left. + \frac{1}{36} (1 + 4 x_3 + x_3^2) t_3^2 \rho^{2\alpha} \right] I_1(\tau_a), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_2 = \frac{1}{2} & \left\{ \left[(2 + x_0 + x_1 + 2 x_0 x_1) t_0 t_1 + (2 + x_0 + x_4 \right. \right. \\ & \left. \left. + 2 x_0 x_4) t_0 t_4 \rho + \frac{1}{6} (2 + x_3 + x_1 + 2 x_1 x_3) t_1 t_3 \rho^\alpha \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{6} (2 + x_3 + x_4 + 2 x_3 x_4) t_3 t_4 \rho^{1+\alpha} \right] \cdot [I_2(\tau_a) + I_2(\tau_a, -\tau_a)] \right. \\ & - [(1 + 2 x_0 + 2 x_1 + x_0 x_1) t_0 t_1 + (1 + 2 x_0 + 2 x_4 + x_0 x_4) t_0 t_4 \rho \\ & \left. + \frac{1}{6} (1 + 2 x_3 + 2 x_1 + x_1 x_3) t_1 t_3 \rho^\alpha \right. \\ & \left. + \frac{1}{6} (1 + 2 x_3 + 2 x_4 + x_3 x_4) t_3 t_4 \rho^{1+\alpha} \right] I_2(\tau_a) \left. \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_3 = \frac{1}{16} & \{ 2[(1 + x_1 + x_1^2) t_1^2 + (2 + x_1 + x_4 + 2 x_1 x_4) t_1 t_4 \rho \\ & + (1 + x_4 + x_4^2) t_4^2 \rho^2] [I_3(\tau_a) + I_3(\tau_a, -\tau_a)] \\ & - [(1 + 4 x_1 + x_1^2) t_1^2 + 2(1 + 2 x_1 + 2 x_4 + x_1 x_4) t_1 t_4 \rho \\ & + (1 + 4 x_4 + x_4^2) t_4^2 \rho^2] I_3(\tau_a) \}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_4 = \frac{1}{2} & \left[(2 + x_0 + x_2 + 2 x_0 x_2) t_0 t_2 + (2 + x_0 + x_5 + 2 x_0 x_5) t_0 t_5 \rho \right. \\ & \left. + \frac{1}{6} (2 + x_2 + x_3 + 2 x_2 x_3) t_2 t_3 \rho^\alpha \right. \\ & \left. + (2 + x_3 + x_5 + 2 x_3 x_5) t_3 t_5 \rho^{1+\alpha} \right] \cdot I_4(\tau_a, -\tau_a), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_5 = \frac{1}{8} & [(2 + x_1 + x_2 + 2 x_1 x_2) t_1 t_2 + (2 + x_1 + x_5 \\ & + 2 x_1 x_5) t_1 t_5 \rho + (2 + x_2 + x_4 + 2 x_2 x_4) t_2 t_4 \rho^\alpha \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + (2 + x_4 + x_5 + 2 x_4 x_5) t_4 t_5 \rho^2] I_5(\tau_\alpha, -\tau_\alpha), \\
W_6 = & \frac{1}{16} \{ 2[(1 + x_2 + x_2^2) t_2^2 + (2 + x_2 + x_5 + 2 x_2 x_5) t_2 t_5 \rho \\
& + (1 + x_5 + x_5^2) t_5^2 \rho^2] [I_6(\tau_\alpha) + I_6(\tau_\alpha, -\tau_\alpha)] \\
& + [(1 + 4 x_2 + x_2^2) t_2^2 + 2(1 + 2 x_2 + 2 x_5 + x_2 x_5) t_2 t_5 \rho \\
& + (1 + 4 x_5 + x_5^2) t_5^2 \rho^2] I_6(\tau_\alpha) \}, \\
W_7 = & \frac{1}{4} w_6^2 [2 I_7(\tau_\alpha) + I_7(\tau_\alpha, -\tau_\alpha)]. \quad (18)
\end{aligned}$$

而 $I_i(\tau_\alpha)$ 和 $I_i(\tau_\alpha, -\tau_\alpha)$ 可以从 $I_i(\tau_\alpha, \tau_\lambda)$ (当 $\tau_\lambda = \tau_\alpha$ 或 $\tau_\lambda = -\tau_\alpha$) 给出. 则

$$\begin{aligned}
I_i(\tau_\alpha, \tau_\lambda) = & \pi^2 \frac{m_{\tau_\alpha}^* m_{\tau_\lambda}^*}{m_{\tau_\alpha}^* + m_{\tau_\lambda}^*} \int_0^\infty K_\lambda^2 dK_\lambda \int_{-1}^1 d\mu_\lambda \int_{-1}^1 d\mu' f_i(P, p) \\
& \cdot [n_{\tau_\alpha}(K_\lambda)(1 - n_{\tau_\alpha}(\tilde{K}_\mu))(1 - n_{\tau_\lambda}(\tilde{K}_\delta)) \\
& + n_{\tau_\alpha}(\tilde{K}_\rho)n_{\tau_\lambda}(\tilde{K}_\delta) \cdot (1 - n_{\tau_\lambda}(K_\lambda))], \quad (19)
\end{aligned}$$

这里

$$\begin{aligned}
P & = (K_\alpha^2 + K_\lambda^2 + 2 K_\alpha K_\lambda \mu_\lambda)^{1/2}, \\
p & = (K_\alpha^2 + K_\lambda^2 - 2 K_\alpha K_\lambda \mu_\lambda)^{1/2}, \\
\mu_\lambda & = (\mathbf{K}_\alpha \cdot \mathbf{K}_\lambda) / (|\mathbf{K}_\alpha| \cdot |\mathbf{K}_\lambda|), \\
\tilde{K}_\rho & = \frac{1}{2} [P^2 + p^2 + 2 p P \mu']^{1/2}, \\
\tilde{K}_\delta & = \frac{1}{2} [P^2 + p^2 - 2 p P \mu']^{1/2}. \quad (20)
\end{aligned}$$

而函数 $f_i(P, p)$ 被定义为:

$$\begin{aligned}
f_1 & = p, \\
f_2 & = p^3, \\
f_3 & = p^5, \\
f_4 & = \frac{p^2}{P} (K_\alpha^2 - K_\lambda^2) \mu', \\
f_5 & = \frac{p^4}{P} (K_\alpha^2 - K_\lambda^2) \mu', \\
f_6 & = \frac{p^3}{2} \left\{ \left[\frac{3(K_\alpha^2 - K_\lambda^2)^2}{P^2} - p^2 \right] \mu'^2 + \left[p^2 - \frac{(K_\alpha^2 - K_\lambda^2)^2}{P^2} \right] \right\}, \\
f_7 & = f_3 - f_6. \quad (21)
\end{aligned}$$

上面给出了在各种温度下光学势的一般表示, 而对于绝对零度的情况下, $I_i(\tau_\alpha, \tau_\lambda)$ 的具体表达式见文献[2].

核子的平均自由程可以从关系 $E = \frac{K^2}{2m} + M(K, E)$ 中推出, [5]表示为:

$$\lambda = \frac{K_R}{2m^* |W(E, T)|} = \frac{\{2m^*[E - V_{HF}(E)]\}^{1/2}}{2m^* |W(E, T)|}. \quad (22)$$

为了得到有限核的光学势, 我们引入定域密度近似, 并取 Negele^[7] 的经验公式:

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \rho_0 / [1 + e^{(r-c)/a}], \\ \rho_0 &= 3K / [4\pi c^3(1 + \pi^2 a^2/c^2)], \quad k = N \text{ 或 } Z \\ c &= (0.978 + 0.0206A^{1/3})A^{1/3}, \quad a = 0.54 \end{aligned} \quad (23)$$

三、计算结果和讨论

在我们的计算中运用了三种 Skyrme 力参数, 即 GS2, Ska 和 SKM, 并假定在有限温度下 Skyrme 相互作用和核密度与温度无关. 并取核密度为 0.17 fm^{-3} , 费米能量 $E_F = 38 \text{ MeV}$.

在有限温度的情况下, 化学势 μ 随着温度变化, 在低温时, 即 $T \ll E_F$ 时, 可展开为:

$$\mu = E_F \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{T}{E_F} \right)^2 + \dots \right], \quad (24)$$

而在一般的情况下 μ 随温度 T 的变化见文献[5]的图 1.

我们计算有限核的光学势采用了定域密度近似, 而化学势 μ 随密度 ρ 变化见文献[5]图 2.

对于积分 $I_i(\tau_\alpha, \tau_\lambda)$ 采用高斯数值积分的方法, 计算中 μ 随 T 和 ρ 的变化作为输入数据, 在有限核和核物质中计算了核子的光学势实部、虚部和平均自由程在各种能量和温度下的变化情况. 图 2 和图 3 分别是在对称核物质(中子和质子密度相同)和非对称核物质(中子和质子密度不同, 用非对称参数 $\alpha_0 = (\rho_n - \rho_p)/\rho$ 描述)中对 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 用 GS2 计算的结果. 从图中可看出, 光学势实部随着温度的增加变浅, 而虚部势在整个能区随着温度的增加而变深, 负能量比正能量变化快, 能量越小对于不同的温度相差越小, ^{208}Pb 的结果更显著. 比较这两个图可以看出对于对称核物质和非对称核物质计算结果基本相似, 光学势的实部依赖于温度 T 的二次方, 与以前的结果完全相同^[12,13]. 对于光学势的虚部, 由于在高温时 Pauli 原理的影响减弱, 因而温度愈高其深度增加越快. 与实部不同, 虚部势在整个能区与温度的关系比较复杂, 虽然以前在文献[14]、[15]中已给出了一些经验公式, 但与我们的计算结果相比较只是在低温低能时相似, 而整个来看有很大的差别, 根据计算的结果我们给出的经验公式为:

$$W = -\frac{1}{2\Gamma} \left(E^2 + \pi^2 T^2 + aE^3 + bT^3 + C \frac{N}{Z} E \right)$$

其中, $\Gamma = 46.5 \text{ MeV}$, $a = -0.0075 \text{ MeV}^{-1}$, $b = -0.8 \text{ MeV}$, $c = -3.8 \text{ MeV}$, N 和 Z 分别为中子数和质子数, E 为费米面 E_F 上的能量. 精确计算和经验公式计算的结果比较如图 4 所示, 左边是 ^{40}Ca , 右边是 ^{208}Pb , 其中核温度 $T = 8 \text{ MeV}$, 由图可见在整个能区经验值和数值计算结果较好的符合, 而对于 $T < 8 \text{ MeV}$ 两者的结果比较与 $T = 8 \text{ MeV}$ 相似. 从图 2 和图 3 可看出, 对于核子的平均自由程, 在能量为 -10 MeV 到 30 MeV 范围在低温时很大, 这主要是由 Pauli 原理引起的, 而对于高能和高温情况, Pauli 原理影响较弱, 平均自由程变化很慢, 对于所有的温度它接近恒定值, 当能量为 50 MeV 时大约为 6 fm 左右. 在负能区, 平均自由程随能量的减小变化很快, 到 -25 MeV 左右变得很小, 对

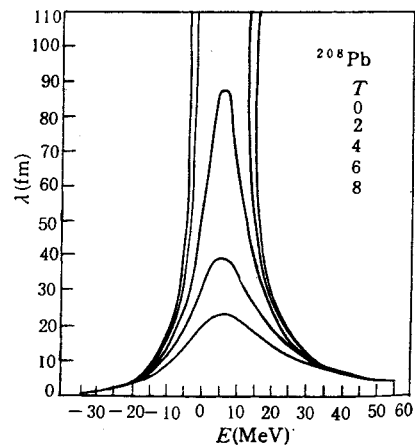
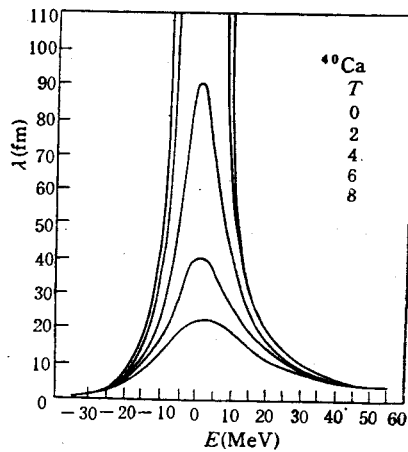
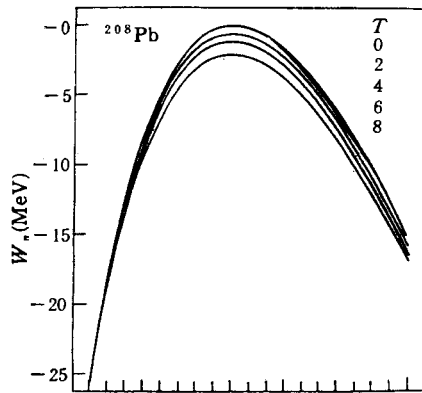
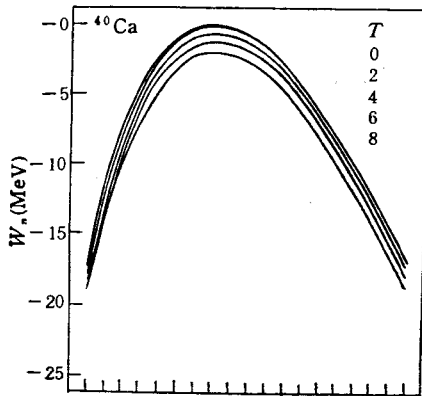
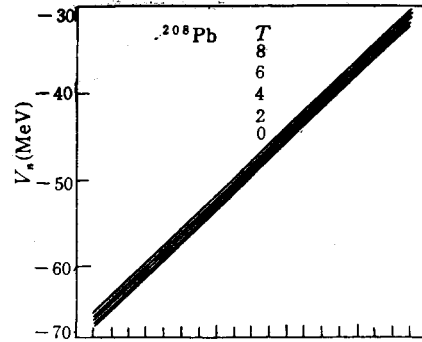
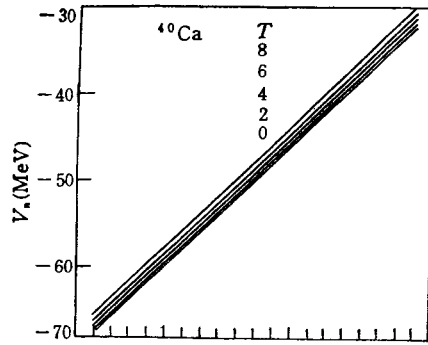


图 2 对称核物质中 ^{40}Ca 的光学势实部,虚部和平均自由程在各种温度时随能量的变化。

图 3 非对称核物质中 ^{208}Pb 的光学势实部,虚部和平均自由程在各种温度时随能量的变化。

于所有的温度相差很小。我们的结果与文献[5]比较,当能量从 10 MeV 到 60 MeV 时完全相同,而在零到 10 MeV 时,光学势的虚部明显变深,平均自由程相应地变小,在费米面附近大约降低了 50% 左右。这是由于[5]中没有考虑关联图的贡献,因而在费米面附近相差最大,当能量大于 10 MeV 时关联图贡献很小。同时我们也注意到,我们的结果和

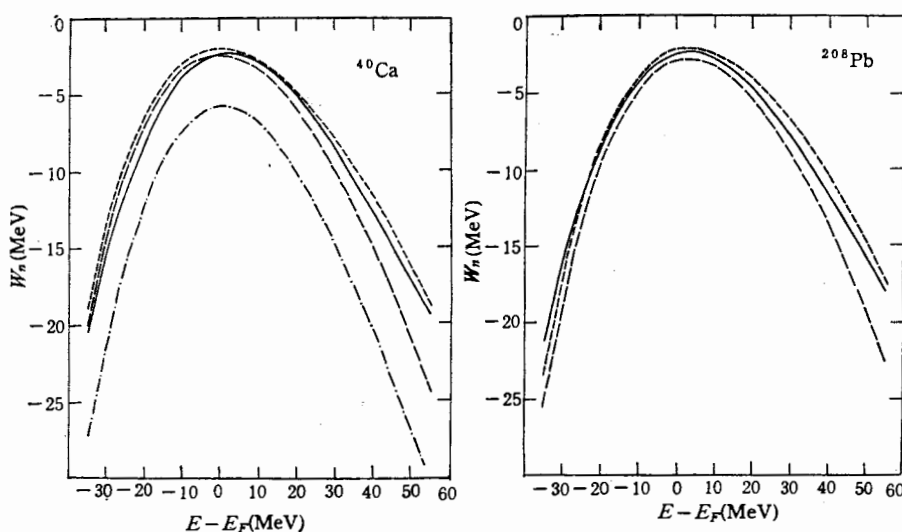


图 4 三种 Skyrme 力参数和经验公式计算的光学势虚部在温度 $T = 8 \text{ MeV}$ 时的比较。左边是 ^{40}Ca , 右边是 ^{208}Pb . ---- GS2, - · - · - Ska, · · · · SKM, —— 经验结果.

Blin^[6]等人的结果比较,在 10 MeV 到 50 MeV 和 -10 MeV 到 -35 MeV 区间基本相似,但在费米面附近差别很大,我们的结果明显比他们的结果大,而他们在计算中对费米面附近的粒子和空穴密度作了弥散处理,因此大大降低了 Pauli 原理的影响,导致平均自由程在费米面附近明显降低,从整个结果来看,能量从 -10 MeV 到 60 MeV,我们计算的平均自由程比 Blin^[6] 等人的结果稍大.

当能量大于 60 MeV 时,平均自由程变得很小,这是因为由零程 Skyrme 相互作用得到的光学势虚部太深,如果改变零力程为有限力程会明显改善这种情况,以前已经作了定量的尝试^[5]. 另一方面不同的 Skyrme 力参数给出的结果也不尽相同. 在我们的计算中采用三组力参数,即 GS 2, Ska 和 SKM. 在图 4 中给出了在 $T = 8 \text{ MeV}$ 时三种参数计算的光学势虚部的结果. 从整个计算结果来看,用 GS 2 和 Ska 参数计算的光学势随着能量变化的趋势相似,在同一能量下虚部势最大相差 20% 左右,而实部势最大相差 3% 左右. 用 SKM 计算的结果与用 GS 2 和 Ska 的结果虽然随能量和温度变化的趋势相似,但前者不论实部和虚部都明显变深,而得到的平均自由程很小. 因此从整体来看若进一步调整 Skyrme 力参数,将会改善计算结果.

上面的计算都是在核物质中进行的,对于有限核图 5 给出了用 GS 2 计算的结果,左边是 ^{40}Ca , 右边是 ^{208}Pb , 在能量为 10, 30, 50 MeV 温度为 0, 4, 6 MeV 时计算了各种量随核半径的变化. 从图中可以看出光学势实部随着温度的升高稍微变浅,对于虚部,随着温度的增加变深变宽,当能量增加时由面吸收转变为体吸收. 平均自由程在低能时随着温度的变化很敏感,在表面附近很小.

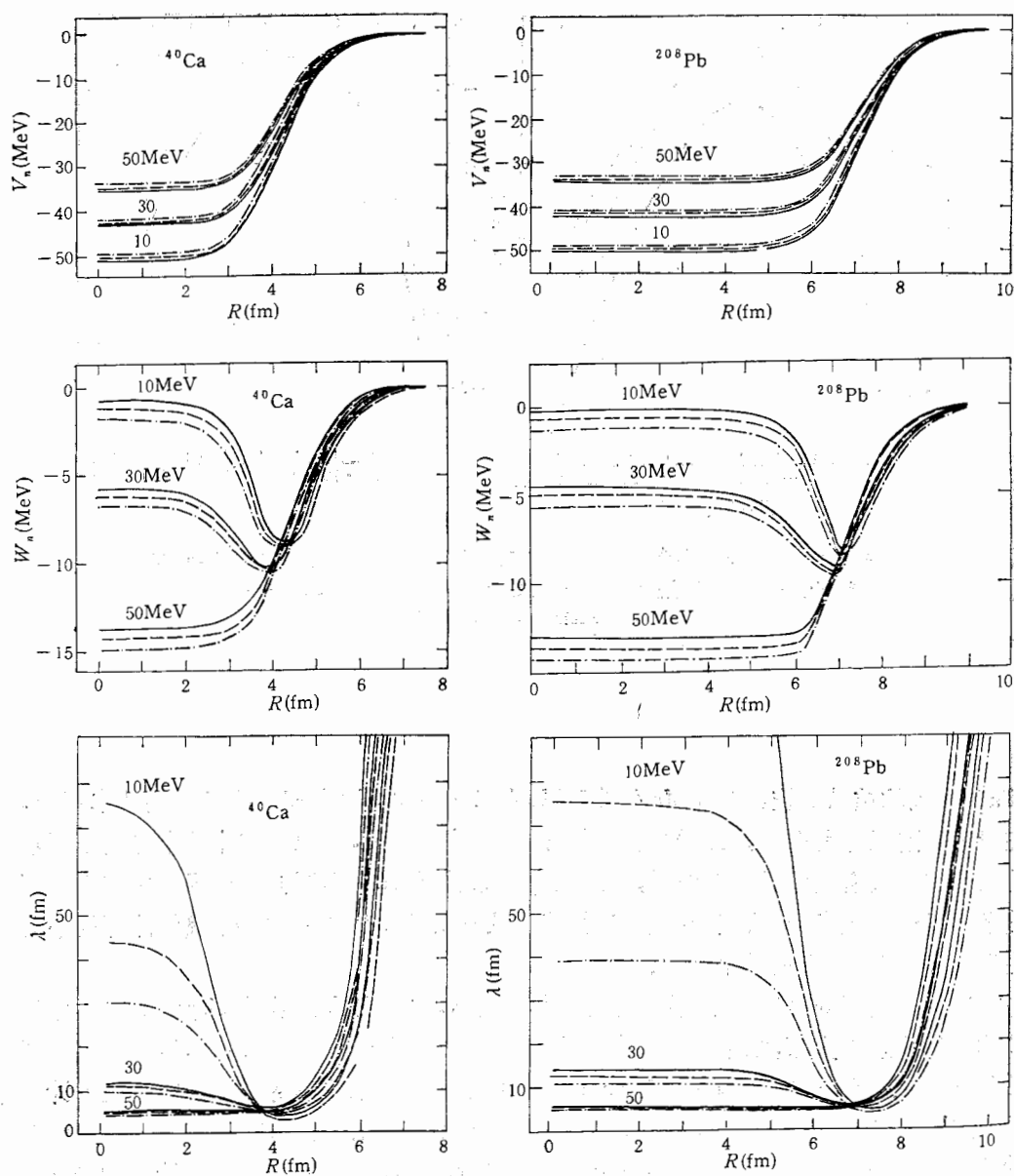


图 5 有限核中的光学势实部,虚部和平均自由程。
左边是 ^{40}Ca ,右边是 ^{208}Pb 。

四、结 语

使用有效的 Skyrme 相互作用 GS2, Ska 和 SKM 在对称和非对称核物质以及有限核中研究了与温度有关的光学势和平均自由程,并假定有效的 Skyrme 相互作用和核密度与温度无关。

光学势的实部与以前的结果^[5,12,13]完全一致,与温度 T 的二次方相关,而虚部与温度

没有简单的关系, 从我们计算结果给出的经验公式给出了虚部势与能量和温度的关系. 光学势的实部和虚部随着温度的变化不很敏感, 因此在核反应统计理论中使用绝对零度的光学势计算的逆截面是合理的.

核子的平均自由程在核物质中能量在 35—60 MeV 约等于 6fm 左右与实验很好的符合. 我们的结果和 Blin^[16] 等人的结果比较在能量为 -10 到 60 MeV 范围稍大, 在费米面附近差别最大. 与绝对零度时的实验数据比较, 当能量大于 60 MeV 时, 我们的结果偏小, 这主要是零程 Skyrme 相互作用引起的, 因此若调整 Skyrme 力参数或用有限程核力代替 Skyrme 力有希望克服这个困难.

在我们这个工作中假定 Skyrme 力和核密度与温度无关. 由于 Skyrme 力是与密度有关的, 因此这两个假定有一定的关系, 以前从 Hartree-Fock 计算中知道 $T \leq 8\text{MeV}$ 时, 我们的假定似乎是合理的. 从总体的计算结果看, 在费米面附近光学势的虚部稍浅, 这可能是我们没有考虑在低能区域的集体效应. 综上可知在温度 $T \leq 8\text{MeV}$, 能量在 -35—60 MeV 范围我们用 GS2 和 Ska 计算的结果是合理的.

感谢葛凌霄提供了有关的计算程序.

参 考 文 献

- [1] J. S. Bell, E. J. Squires, *Phys. Rev. Lett.*, **3**(1959), 96.
- [2] Zhuo Yizhong, Shen Qingbiao, Tian Ye, *Advances in Sciences of China, Physics* Vol. 1(1985), 231.
- [3] S. Krewald, V. Klemt, J. Speth, A. Faessler, *Nucl. Phys.*, **A281**(1977), 166.
- [4] H. S. Kohler, *Nucl. Phys.*, **A258**(1976), 301.
- [5] Ge Lingxiao, Zhuo Yizhong, W. Norenberg, *Nucl. Phys.*, **A459**(1986), 76.
- [6] D. Vautherin, D. M. Brink, *Phys. Rev.*, **C5**(1972), 626.
- [7] J. W. Negele, D. Vautherin, *J. Phys.*, **G2**(1976), 285.
- [8] Shen Qingbiao, Tian Ye, Zhang Jingshang, Zhuo Yizhong, *Commun. in Theor. Phys.*, (Beijing, China), **2**(1983), 1233.
- [9] J. W. Negele, *Phys. Rev.*, **C1**(1970), 1260.
- [10] H. Krivine, J. Treniner, O. Bohigas, *Nucl. Phys.*, **A336**(1980), 155.
- [11] N. Van Giai Nguyen, H. Sagaw, *Phys. Lett.*, **106B**(1981), 379.
- [12] U. Mosel, P. G. Zimt, K. M. Passlea, *Nucl. Phys.*, **A236**(1974), 252.
- [13] G. Sausser, M. Chanda, U. Mosel, *Nucl. Phys.*, **A264**(1976), 221.
- [14] A. S. Jensen et al., *Physica Scripta*, Vol. **T5**(1983), 186.
- [15] A. S. Jensen et al., Proc. Int. Summer School on Nucleon-Nucleon Interaction and Many-Body Problem, Changchun, China, July 25—31, 1983, p. 305.
- [16] A. H. Blinn, R. W. Hasse, B. Hiller, P. Schuck, *Phys. Lett.*, **161B**(1985), 211.

TEMPERATURE DEPENDENT OPTICAL POTENTIAL AND MEAN FREE PATHS OF NUCLEONS

HAN YINLU WU XIZHEN ZHUO YIZHONG

(Institute of Atomic Energy, Beijing)

ABSTRACT

The optical potential and mean free paths of nucleons at finite temperatures in nuclear matter are studied based on the effective Skyrme interaction. The results for nuclear matter are applied within the local density approximation to finite nuclei at various temperatures. The calculation are expected to be limited to nucleon energies between -30 MeV below and 60 MeV above Fermi energy and to nuclear temperature of less than 8 MeV.

核
出
1
子

T
的
子

(

庄